

ハドロン分子描像による Z_b 崩壊の解析

大古田俊介¹

¹ 東京工業大学, 東京都目黒区大岡山 2-12-1

E-mail: ohkoda@th.phys.titech.ac.jp

(Received April 5, 2014)

ボトムクォーク領域で発見されたエキゾチックハドロンである $Z_b(10610)$ と $Z'_b(10650)$ は、有力な $B^{(*)}\bar{B}^{(*)}$ 分子状態の候補である。本研究において我々は、 $Z_b^{(j)}$ をメソン分子状態と仮定して、ヘビーハドロンの有効理論を用いて、 $Z_b^{(j)\pm} \rightarrow \Upsilon(nS)\pi^+(n = 1, 2, 3)$ 崩壊について解析を行った。その結果、我々は実験値を定性的に再現することに成功した。また、この崩壊過程ではメソンループの効果と形状因子が重要な役割を果たしていることが分かった。さらに、近年発見されたチャーモニウムライクな粒子である Z_c の崩壊についても同様の解析を行い、 $Z_c \rightarrow J/\psi\pi^+(\psi(2S)\pi^+)$ の崩壊幅を見積もった。

1. 導入

ボトムモニウムライクな対荷電共鳴である $Z_b(10610)$ と $Z'_b(10650)$ は $\Upsilon(5S) \rightarrow \Upsilon(nS)\pi^+\pi^-$ ($n = 1, 2, 3$) 及び、 $\Upsilon(5S) \rightarrow h_b(mP)\pi^+\pi^-$ ($m = 1, 2$) という過程で発見された [1, 2]。 $Z_b^{(j)}$ の量子数は $I^G(J^P) = 1^+(1^+)$ であり、特にアイソスピンが $I = 1$ であることは、少なくとも $Z_b^{(j)}$ は4クォーク状態でなければならないことを示している。実験によって測定された $Z_b^{(j)}$ の質量と崩壊幅は次のように与えられている。

$$M(Z_b(10610)) = 10607.4 \pm 2.0 \text{ MeV}, \quad \Gamma(Z_b(10610)) = 18.4 \pm 2.4 \text{ MeV}, \quad (1)$$

$$M(Z'_b(10650)) = 10652.2 \pm 1.5 \text{ MeV}, \quad \Gamma(Z'_b(10650)) = 11.5 \pm 2.2 \text{ MeV}. \quad (2)$$

これらの質量はそれぞれ $B\bar{B}^*(B^*\bar{B})$ と $B^*\bar{B}^*$ 閾値に非常に近い。以上、量子数と質量の測定結果は $Z_b^{(j)}$ がメソン分子状態的構造を有していることを強く示唆している [3, 4]。

さらに最近になって、Belle 実験グループによって $Z_b^{(j)}$ の崩壊分岐比が報告された [5](表 I 参照)。この結果もまた $Z_b^{(j)}$ の興味深い性質を浮き彫りにするものである。まず第一に注目するのはそれぞれオープンフレーバーチャンネルへの崩壊が占有的であることである。実際、 $\text{Br}(Z_b^+ \rightarrow B^+\bar{B}^{*0} + B^{*+}\bar{B}^0) = 0.860$, $\text{Br}(Z_b^+ \rightarrow B^{*+}\bar{B}^{*0}) = 0.734$ であるが、このことは直感的に $Z_b^{(j)}$ がメソン分子状態であることと、矛盾していないように考えられる。次に注目する点は、 $h_b(mP)\pi^+(m = 1, 2)$ への崩壊が始状態からスピン反転が必要な過程であるにもかかわらず、 $\Upsilon(nS)\pi^+$ 崩壊に比べて抑制されていないことである。この問題はおそらく $Z_b^{(j)}$ のスピン構造と関係している [6]。本研究で注目する点は、 $\Upsilon(nS)\pi^+$ への崩壊が位相空間の大きさの違いを反映していないように見えることである。例えば、表 I を見ると $Z_b^{(j)+} \rightarrow \Upsilon(1S)\pi^+$ 崩壊が終状態 $\Upsilon(2S)\pi^+$ に比べて 10 倍程度抑制されていることが分かる。これは明らかに $\Upsilon(1S)\pi^+$ 崩壊の方が広い位相空間を持っていることと矛盾する。また、終状態 $\Upsilon(3S)\pi^+$ の崩壊は $\Upsilon(2S)\pi^+$ 崩壊に比べると小さいが、 $\Upsilon(1S)\pi^+$ ほど抑制を受けていないように思える。こういった $Z_b^{(j)}$ 崩壊の振る舞いは未だ完全に理解されているとは言いがたい。

そこで、本研究で我々は $Z_b^{(j)+} \rightarrow \Upsilon(nS)\pi^+$ に注目し、メソン分子状態の観点からこれらの崩壊幅を解析する。また、我々は同様の手法を用いてチャーモニウムライクなエキゾチック共鳴である $Z_c(3900)$ の崩壊についても解析を行う。

Table I. $Z_b(10610)$ と $Z'_b(10650)$ から種々のチャンネルへの崩壊分岐比 (Br) [5].

channel	Br of Z_b	Br of Z'_b
$\Upsilon(1S)\pi^+$	0.32 ± 0.09	0.24 ± 0.07
$\Upsilon(2S)\pi^+$	4.38 ± 1.21	2.40 ± 0.63
$\Upsilon(3S)\pi^+$	2.15 ± 0.56	1.64 ± 0.40
$h_b(1P)\pi^+$	2.81 ± 1.10	7.43 ± 2.70
$h_b(2P)\pi^+$	2.15 ± 0.56	14.8 ± 6.22
$B^+\bar{B}^{*0} + B^{*+}\bar{B}^0$	86.0 ± 3.6	–
$B^{*+}\bar{B}^{*0}$	–	73.4 ± 7.0

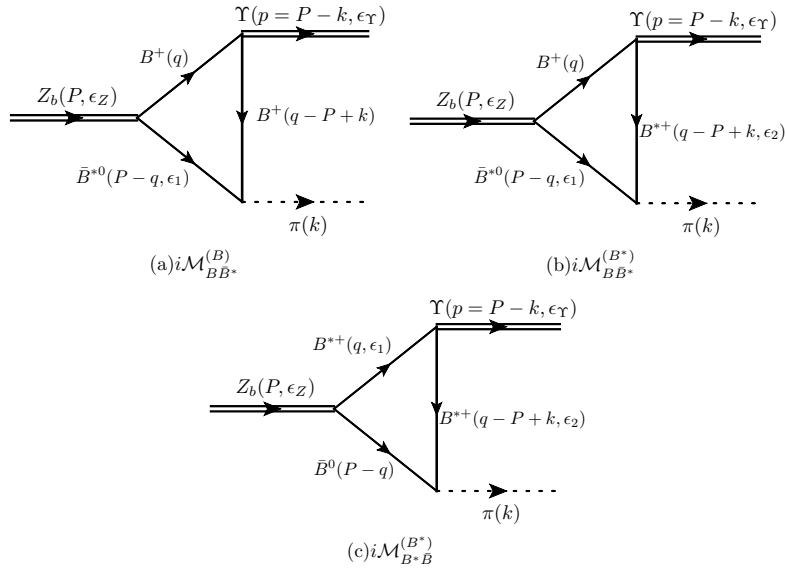


Fig. 1. $Z_b^+ \rightarrow \Upsilon(nS)\pi^+$ のダイアグラム.

2. 手法

Z_b を $B\bar{B}^*$ 及び Z'_b を $B^*\bar{B}^*$ のメソン分子状態と仮定すると、 $Z_b^{(\prime)+} \rightarrow \Upsilon(nS)\pi^+$ 崩壊に最低次項で寄与するダイアグラムは $B^{(*)}$ と $\bar{B}^{(*)}$ のメソンループを介したものになると考えられる。それぞれの寄与するダイアグラムを図1と図2に示す。図中の B^+ と \bar{B}^0 は交換可能であるので、全振幅は次のように与えられる。

$$\mathcal{M}_{Z_b} = 2(\mathcal{M}_{B\bar{B}^*}^{(B)} + \mathcal{M}_{B\bar{B}^*}^{(B^*)} + \mathcal{M}_{B^*\bar{B}^0}^{(B^*)}), \quad (3)$$

$$\mathcal{M}_{Z'_b} = 2(\mathcal{M}_{B^*\bar{B}^*}^{(B)} + \mathcal{M}_{B^*\bar{B}^*}^{(B^*)}). \quad (4)$$

これらのダイアグラムを計算するために我々はヘビーハドロン有効理論によって導出されるラグランジアンを用いた [7,8]。崩壊幅を計算するにあたって我々は相互作用のレンジの効果を反映した以下のように与えられるカットオフ $\mathcal{F}(\vec{q}^2, \vec{k}^2)$ を導入した。

$$\mathcal{F}(\vec{q}^2, \vec{k}^2) = \frac{\Lambda_Z^2}{\vec{q}^2 + \Lambda_Z^2} \frac{\Lambda^2}{\vec{k}^2 + \Lambda^2} \frac{\Lambda^2}{\vec{k}^2 + \Lambda^2}. \quad (5)$$

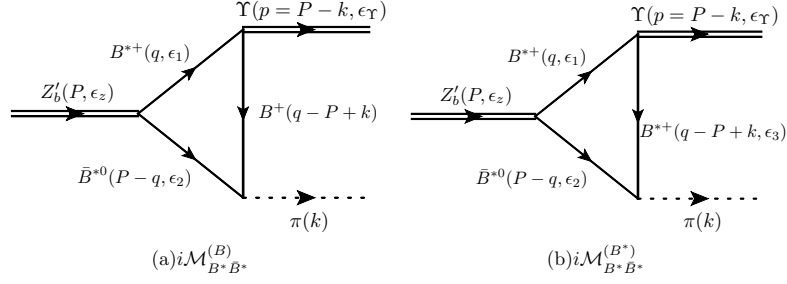


Fig. 2. $Z_b^{'+} \rightarrow \Upsilon(nS)\pi^+$ のダイアグラム.

Table II. $Z_b(10610)^+$ の部分崩壊幅をいくつかのカットオフ Λ_Z の値ごとに示したもの. $\Lambda = 600\text{MeV}$ に固定している. 左から 2 番目の列は形状因子なしで計算した結果である. 単位は MeV.

Λ_Z	-	1000	1050	1100	1150	Exp.
$\Upsilon(1S)\pi^+$	96.3	0.074	0.079	0.083	0.087	0.059 ± 0.017
$\Upsilon(2S)\pi^+$	20.0	0.47	0.50	0.52	0.55	0.81 ± 0.22
$\Upsilon(3S)\pi^+$	0.498	0.14	0.14	0.15	0.15	0.40 ± 0.10

Table III. $Z_b(10650)^+$ の部分崩壊幅.

Λ_Z	-	1000	1050	1100	1150	Exp.
$\Upsilon(1S)\pi^+$	71.3	0.044	0.046	0.049	0.051	0.028 ± 0.008
$\Upsilon(2S)\pi^+$	17.6	0.31	0.33	0.34	0.36	0.28 ± 0.07
$\Upsilon(3S)\pi^+$	0.858	0.18	0.19	0.20	0.21	0.19 ± 0.05

3. 結果

我々は式 (3),(4) で与えられた振幅を計算することにより、崩壊幅を数値的に求めた [8]. 数値計算におけるインプットとしてすべての粒子の質量は PDG [9] の値を採用している. 結果は表 II と表 III にまとめられている. 表 II は $Z_b(10610)$ の部分崩壊幅をチャンネルごとに記している. 表 III は $Z_b(10650)$ の部分崩壊幅を表したものである. それぞれの表、左から 2 番目の列は形状因子を考慮しなかった場合の結果である. また右端列は実験値を表している. この計算ではカットオフ $\Lambda = 600\text{MeV}$ で固定している. そしてカットオフ Λ_Z は 1000MeV から 1150MeV の範囲で変化させ、パラメータ依存性を確認できるようにした. この結果が示すように、形状因子を考慮しない場合の結果は大きく実験値から外れている. 形状因子がない場合、結果は単純に終状態の粒子の運動量の 5 乗に比例する. このことから、最も位相空間の広い $\Upsilon(1S)\pi^+$ への崩壊がもっとも分岐比の高いモードとなる. 物理的にはこれは形状因子を考慮しなかったことによるループ積分における高運動量の寄与が計算に含まれていることが原因である.

一方、形状因子を導入した場合の計算結果は Z_b 崩壊の実験値を定性的に再現している. すなわち、 $\Upsilon(1S)\pi^+$ への崩壊は強く抑制され、 $\Upsilon(2S)\pi^+$ が最も高い分岐比を持ち、 $\Upsilon(3S)\pi^+$ は $\Upsilon(2S)\pi^+$ の半分程度の崩壊幅である. 本解析によれば、 $\Upsilon(1S)\pi^+$ の非常に狭い崩壊幅は、形状因子による高い運動量の抑制が原因であることが考えられる. この形状因子の効果は $\Upsilon(3S)\pi^+$ においては比較的小さく、 $\Upsilon(2S)\pi^+$ 崩壊幅に比べ、狭い理由はその位相空間に由来すると考えられる.

我々は同様に $Z_c(3900)$ についても同様の解析を行った. 図 IV がその結果である. ここで我々は推測値として、分岐比 $f(Z_c^+ \rightarrow J/\psi\pi^+) = 1.2 - 1.3\%$ 及び $f(Z_c^+ \rightarrow \psi(2S)\pi^+) = 0.31 - 0.33$

Table IV. Z_c^+ の部分崩壊幅.

Λ_Z	-	1000	1050	1100	1150	Exp.
$J/\psi\pi^+$	39.0	0.66	0.69	0.71	0.73	-
$\psi(2S)\pi^+$	0.305	0.18	0.17	0.17	0.18	-

%という値を得た。 Z_c の場合 $Z_b^{(\prime)+} \rightarrow \Upsilon(1S)\pi^+$ 崩壊に見られたような強い抑制は見られない。これは、元からベクトルチャーモニウムの基底状態 J/ψ とオープンフレーバーチャンネルの閾値とが、ボトムクォーク領域程離れていないことが原因である。

References

- [1] I. Adachi [Belle Collaboration], *Observation of two charged bottomonium-like resonances*, arXiv:1105.4583 [hep-ex].
- [2] A. Bondar *et al.* [Belle Collaboration], *Observation of two charged bottomonium-like resonances in $Y(5S)$ decays*, Phys. Rev. Lett. **108**, 122001 (2012) [arXiv:1110.2251 [hep-ex]].
- [3] A. E. Bondar, A. Garmash, A. I. Milstein, R. Mizuk and M. B. Voloshin, *Heavy quark spin structure in Z_b resonances*, Phys. Rev. D **84**, 054010 (2011) [arXiv:1105.4473 [hep-ph]].
- [4] S. Ohkoda, Y. Yamaguchi, S. Yasui, K. Sudoh and A. Hosaka, *Exotic Mesons with Hidden Bottom near Thresholds*, Phys. Rev. D **86**, 014004 (2012) [arXiv:1111.2921 [hep-ph]].
- [5] I. Adachi *et al.* [Belle Collaboration], *Study of Three-Body $Y(10860)$ Decays*, arXiv:1209.6450 [hep-ex].
- [6] S. Ohkoda, Y. Yamaguchi, S. Yasui and A. Hosaka, *Decays and productions via bottomonium for Z_b resonances and other $B\bar{B}$ molecules*, Phys. Rev. D **86**, 117502 (2012) [arXiv:1210.3170 [hep-ph]].
- [7] P. Colangelo, F. De Fazio and T. N. Pham, *Nonfactorizable contributions in B decays to charmonium: The Case of $B^- \rightarrow K^- h_c$* , Phys. Rev. D **69**, 054023 (2004) [hep-ph/0310084].
- [8] S. Ohkoda, S. Yasui and A. Hosaka, arXiv:1310.3029 [hep-ph].
- [9] J. Beringer *et al.* [Particle Data Group Collaboration], *Review of Particle Physics (RPP)*, Phys. Rev. D **86**, 010001 (2012).